

me to the conclusion that all statements of coincidences between metallic and solar lines with a lower degree of accuracy than that employed by Thalén and Young are to be avoided when possible as they may be worse than useless, they may mislead. Indeed, though the map on which I am working is on twelve times the scale of Ångström's, it would be better if it were larger; and when I say this I must add my tribute of admiration of the accuracy of the work of those who have preceded me, notably Ångström, Thalén, Cornu, and Young, with whose work I am more familiar, as it is expressed in wave-lengths.

II. "Sur la Limite Ultraviolette du Spectre Solaire." Par
Mons. A. CORNU. Communicated by the PRESIDENT. Re-
ceived May 15, 1879.

Je me suis proposé depuis plusieurs années d'obtenir la limite extrême du spectre solaire du côté ultraviolet, c'est-à-dire, du côté des courtes longueurs d'onde. La connaissance exacte de la limite de ce spectre ou plutôt de la loi suivant laquelle décroît l'intensité du spectre continu idéal de la photosphère, apporterait sur la difficile question de la température du soleil des données au moins aussi importantes que les mesures thermiques, correspondant aux radiations à grande longueur d'onde.

Malheureusement, comme on va le voir, l'atmosphère terrestre exerce sur les radiations à courte longueur d'onde une absorption si énergique que la majeure partie du spectre solaire ultraviolet est interceptée d'une manière complète; l'étude que je m'étais proposée est donc actuellement impossible sous la forme simple que j'avais imaginée; néanmoins les résultats obtenus en vue de ces recherches présentent quelque intérêt, même au point de vue auquel je m'étais primitivement placé; ils jettent, en tous cas, un certain jour sur l'allure probable de l'absorption atmosphérique à l'autre extrémité du spectre moins facile à étudier, et montrent que le phénomène thermique est plus complexe que ne le suppose le mode expérimental généralement adopté pour l'évaluation de la température du soleil.

Pour rester dans le domaine des faits et de leurs conséquences les plus immédiates, je me bornerai ici à donner un résumé succinct des expériences à l'aide des quelles j'ai cherché à obtenir photographiquement la limite extrême ultraviolette du spectre solaire et l'analyse des conditions qui permettraient de reculer un peu cette limite.

Mode d'Observation.

Le spectroscopie dont je me sers généralement est composé d'un collimateur et d'une lunette, dont les objectifs sont respectivement

formés par une lentille plan convexe de quartz (d'environ $0^m\cdot26$ de longueur focale pour la raie D) ; le prisme est en Spath d'Islande ; on utilise le rayon ordinaire dont la dispersion est assez grande. Comme les objectifs ne sont pas achromatiques, la mise au point est variable avec la réfrangibilité des rayons ; une table construite expérimentalement donne les variations de tirage de la lunette et du collimateur pour l'observation des rayons de chaque réfrangibilité.

Quoique le Spath d'Islande ne soit pas aussi transparent que le quartz, néanmoins, pour l'observation du spectre solaire, l'appareil est parfaitement convenable, car l'absorption par le Spath d'Islande ne commence à devenir appréciable que pour les très courtes longueurs d'onde ($\lambda=210$ millionèmes de millimètre) ; or les dernières radiations solaires qu'on puisse observer n'atteignent pas $\lambda=290$. Des expériences comparatives faites avec des prismes de quartz et de Spath d'Islande en prenant pour source une étincelle d'induction ont montré la complète égalité de transparence des deux substances entre les limites indiquées ; l'avantage reste toutefois au Spath dont les rayons sont plus séparés et plus dispersés.

Au foyer de la lunette on place une plaque fluorescente de verre d'urane pour la vérification approchée des réglages, et finalement une petite glace sensibilisée par du collodion humide. La durée d'exposition varie, suivant les besoins, de $2\frac{1}{2}$ à 6 minutes, pour obtenir la limite extrême du spectre.

A l'aide d'un héliostat dont le miroir est remplacée par un prisme reflecteur en quartz on concentre le faisceau du lumière sur la fente du collimateur à l'aide d'une lentille de quartz. La limite du spectre est variable suivant l'état de l'atmosphère, la nature du collodion employé, et la durée d'exposition ; mais en choisissant les plus belles journées, en adoptant un collodion de composition constante, et une durée d'exposition toujours la même, on obtient des séries très comparables. Voici un exemple d'observation :—

11 Septembre, 1878. Observation fait à Courtenay (Loiret). Latitude $48^\circ 2' 20''$. Durée d'exposition, $2^m\frac{1}{2}$ —clichés renforcés une fois.

	h. m.		
Début de l'expérience	10	30 A.M.	Limits $\lambda=295\cdot5$
	0	2 P.M.	295·0
	1	18	295·5
	1	50	297·0
	3	9	299·0
	3	40	302·0
	4	17	304·5
	4	38	307·0
	5	2	312·0
	5	14	315·0 ?

Remarque.—Les raies d'absorption dans l'orangé, voisines de la raie D, sont notablement plus faibles que de coutume.

La limite du spectre est exprimée en longueur d'onde, par comparaison avec la carte que j'ai construite d'après les observations faites pendant l'été de 1877.

On voit que l'étendue du spectre diminue avec la hauteur du soleil, ce qui tend à prouver que c'est à l'absorption de l'atmosphère qu'est dûe cette limitation.

Après divers essais faits d'après cette manière de voir, j'ai été conduit à représenter par la courbe suivante les résultats des observations; on porte comme abscisse la longueur d'onde, limite observée, et comme ordonnée le *logarithme du sinus de la hauteur du soleil* (on sait que les épaisseurs atmosphériques traversées par les rayons solaires sont sensiblement en raison inverse du sinus de la hauteur du soleil). L'ensemble des points ainsi définis se trouvent pour une même journée répartis sur une courbe à fort peu près rectiligne, les variations correspondant à des altérations momentanées de la transparence de l'atmosphère. Dans les belles journées les limites du spectre sont sensiblement les mêmes pour les mêmes hauteurs du soleil. Dans les journées légèrement brumeuses les limites observées sont un peu moins étendues, de sorte que le défaut de transparence se traduit par un *déplacement de la ligne parallèlement à elle-même*. La transparence de l'atmosphère pour les radiations ultraviolettes paraît augmenter au mois de Septembre et Octobre, et se continuer même en hiver en Décembre et Janvier; malheureusement les belles journées sont rares en hiver, et il est difficile de décider si cette augmentation de transparence est spéciale aux temps froids, ou si elle provient de ce qu'on ne choisit, en hiver, que les journées où le ciel présente la transparence maximum.

La construction de plus d'une centaine d'observations aux diverses heures de la journée m'a conduit à adopter comme ligne moyenne la droite qui passe par le point

$$\begin{aligned}\sin h &= 0.49, \\ \lambda &= 300,\end{aligned}$$

et parallèle à la direction définie par les deux points

$$\begin{array}{ll}\sin h = 0.75, & \sin h = 0.30, \\ \lambda = 295, & \lambda = 306\end{array}$$

(relevés sur un courbe dont les ordonnées représentaient les sinus des hauteurs vraies du soleil au début de l'observation). On en déduit l'équation empirique

$$\sin h = 0.49 \cdot 10^{-0.036175(\lambda - 300)},$$

ou si l'on calcule avec logarithmes supérieurs,

$$\sin h = 0.49 e^{-0.08330(\lambda - 300)}.$$

La limite la plus éloignée que j'ai pu obtenir correspond à la longueur d'onde 293; elle a été atteinte avec certitude deux fois seulement, le 24 Juin et le 18 Août 1878, aux environs de midi. Les radiations $\lambda=294$ à 295 ont été atteinte bien des fois de Mai à Septembre, 1877 et 1878, et récemment le 5 Mai 1879.

Malgré les nombreux essais faits dans les meilleures conditions soit à Paris, soit à la campagne, il m'a été impossible d'aller plus loin.

Examen des Causes d'Erreurs.

Cette recherche d'une limite de visibilité comporte évidemment, à un point de vue absolu, bien des causes d'erreurs, dont les deux principales sont :—

1°. Les inégalités de transparence de l'atmosphère ;

2°. L'inégalité des effets photographiques provenant de la sensibilité spécifique du collodion employé et de la durée de l'exposition.

1°. *Inégalité de Transparence de l'Atmosphère.*—Cette cause d'erreur étant inévitable, on ne peut en atténuer les effets que par une longue série d'observations; il est à remarquer que si l'on prend soin de choisir des jours sans nuage ni brume, les inégalités se réduisent à bien peu de chose, et sont de l'ordre des erreurs que les accidents de la manipulation photographique peuvent introduire.

2°. *Inégalité des Effets Photographiques.*—La seconde cause d'erreur est, au point de vue pratique, bien moins grave qu'on ne pourrait le supposer au premier abord par suite de diverses circonstances que je vais brièvement rapporter.

Les collodions humides de composition diverses (iodures et bromures de cadmium et d'ammonium) ne paraissent différer que fort peu relativement à l'action qu'ils éprouvent sous l'influence des radiations très réfrangibles, en ce sens, qu'ils ne présentent pas de maximum ou de minimum pour certaines radiations,* c'est ce qu'on peut constater en photographiant des spectres d'étincelles d'induction; ces intensités relatives des raies conservent la même valeur, même bien au-delà de la région des radiations extrêmes observées dans le spectre solaire. La sensibilité plus ou moins grande se traduit seulement par la durée du temps d'exposition nécessaire pour obtenir le même effet photographique, c'est-à-dire, la même intensité du cliché.

Il ne reste donc que l'influence de la durée d'exposition qui puisse introduire des causes d'erreurs dans l'appréciation de la limite du spectre; or il se présente une circonstance extrêmement favorable, c'est que l'effet photographique se produit pour ainsi dire dans les premiers instants, de sorte que la prolongation de l'exposition n'ajoute que peu à l'étendue des radiations agissantes. C'est ce que j'ai établi

* Dans le spectre visible il n'en est pas de même notamment dans le voisinage de la raie G.

par une série méthodique d'expériences parmi lesquelles je citerai la suivant en comme typique :—

16 Oct., 1878.	Durée de l'exposition.	Longueur de l'onde.
h. m.	Sur un même cliché.	Limite du côté ultraviolet.
11 47 T.M.	$\left\{ \begin{array}{l} 1 \text{ seconde} \\ 5 \\ 20 \\ 100 \end{array} \right.$	$\left. \begin{array}{l} \lambda=306 \\ 301 \\ 298\cdot5 \\ 297\cdot5 \end{array} \right\} \begin{array}{l} \\ 2\cdot5 \\ 1\cdot0 \end{array}$

Ainsi les durées d'exposition variant a peu près en progression géométrique, les variations de la limite perceptible diminuent très rapidement; d'après la loi que suivent les différences, pour reculer la limite seulement d'une demi-unité, il faudrait plus que quadrupler la durée d'exposition, et la porter à 500 au 600 secondes, ou 10 minutes. Aussi l'expérience a-t-elle montré qu'il était à peu près indifférent de dépasser 2 à 3 minutes pour la durée de l'exposition lorsque le temps est bien pur; lorsqu'on l'on craint le passage de brumes légères, il est plus prudent de prolonger cette durée jusques à 6 minutes afin d'augmenter les chances d'éclaircie.

La composition du collodion que j'ai toujours employé de préférence est la suivante :—

Pyroxyle.....	1 grm.
Alcool.....	40 cc.
Ether.....	60 cc.
Iodure de cadmium.....	1 grm.
Bromure de cadmium....	0·25 grm.

Le révélateur est formé de—

Eau distillée.....	1000 cc.
Sulfate de fer.....	40 grm.
Alcool.....	30 cc.
Acide acétique cryst.....	30 cc.

Le bain d'argent sensibilisateur contient 8 pour cent de nitrate d'argent.

Pour renforcer le cliché on ajoute quelques gouttes d'un bain d'argent à 2 pour cent au révélateur.

Analyse des Conditions qui permettraient de reculer la Limite d'Observation.

La limitation du spectre ultraviolet paraissant due à l'absorption atmosphérique, peut-on espérer en se plaçant dans des conditions plus favorables reculer notablement la limite de visibilité? Nous allons

voir par l'analyse des conditions de l'expérience que d'après les faits observés on ne doit pas attendre une amélioration bien considérable ou du moins en rapport avec les difficultés matérielles qu'il faudrait affronter.

Exprimons, l'intensité, P , de l'impression photographique en fonction des éléments qui la déterminent. Nous admettrons que l'intensité, P , est, pour des valeurs très petites (les seules sur lesquelles nous ayons ici à raisonner) est proportionnelle à l'intensité, J_λ , de la radiation de longueur d'onde, λ , et à une fonction particulière de λ et du temps, t .

$$P = J_\lambda F(t, \lambda).$$

Cette fonction F représente la *sensibilité* de la couche impressionnable.

Si la radiation avant d'agir est transmise par un milieu d'épaisseur ϵ ayant le pouvoir de transmission a_λ pour la radiation, λ , l'intensité devient :—

$$I_\lambda = J_\lambda a_\lambda^\epsilon \quad a < 1.$$

Le milieu absorbant étant limité par une surface semblant plane, la direction de transmission faisant un angle, h , avec le plan, on a

$$\epsilon = \frac{l}{\sin h},$$

l étant l'épaisseur normale du milieu absorbant supposé homogène : s'il n'est pas homogène, mais formé de couches parallèles de densité variable δ , l représente la hauteur équivalente calculée par la formule

$$l\delta_0 = \int \delta dz,$$

δ étant la densité correspondant à l'épaisseur z , et δ_0 étant la densité choisie pour l'évaluation de la *hauteur réduite*, car c'est la quantité de matière traversée et non sa répartition qui produit l'absorption.

Substituant dans la valeur de P

$$P = J_\lambda F(t, \lambda) a_\lambda^{\frac{l}{\sin h}} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1).$$

Il y a trois fonctions inconnues de λ , à savoir, J , F , et a_λ ; la forme particulière sous laquelle elles se présentent permettent de les éliminer à l'aide de l'équation empirique fournie par les observations dont il a été question plus haut. En effet on a déterminé pour un même lieu ($l=l_1$) la loi qui lie les hauteurs h du soleil à la longueur d'onde limite λ observé, c'est-à-dire à celle qui donne l'impression photographique limite $P=w$, w est alors une constante, la même pour toutes les valeurs de λ . Prenant le logarithme des deux membres de l'équation précédent où $P=w$, $t=T$ durée constante de l'exposition

$$\log w = \log J_\lambda + \log F(T, \lambda) + \frac{l}{\sin h} \log a_\lambda,$$

qui se réduit à la forme

$$\frac{\sin h}{l} = \psi(w, T, \lambda),$$

puisque J_λ est une fonction de λ (J_λ représente la variation de l'intensité des radiations avec la longueur d'onde du spectre continu idéal de la photosphère).

Mais l'expérience a montré que dans le même lieu ($l=l_1$) pour une durée de pose constante ($T=\text{const.}$) la limite d'impression ($w=\text{const.}$) était donnée par la loi

$$\sin h = 0.49 \cdot e^{-0.08330(\lambda-300)},$$

ou de la forme

$$\sin h = M e^{-m(\lambda-\lambda_0)}.$$

Substituant cette valeur de $\sin h$ et de l , il vient

$$\psi(w_1, T_1, \lambda) = \frac{M e^{-m(\lambda-\lambda_0)}}{l_1},$$

de sorte que la formule générale devient

$$\frac{\sin h}{l} = \frac{M e^{-m(\lambda-\lambda_0)}}{l_1} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2).$$

Si l'on se reporte à la formule primitive (1), on voit que l'absorption est d'autant moindre que la hauteur solaire est plus grande, et que l'épaisseur l est plus petite. On peut donc espérer en diminuant l'épaisseur atmosphérique c'est-à-dire en augmentant l'altitude, z , du lieu d'observation étendre la limite de visibilité du spectre.

Le résultat précédent donne précisément la loi cherchée, c'est-à-dire l'étendue gagnée avec l'altitude. En effet, la quantité l est à une constante près représentée par le poids d'une colonne atmosphérique ayant l'unité de base comme section ; si donc on désigne par p la pression barométrique, on aura

$$l = A p.$$

Or la loi de décroissance de la pression avec l'altitude est donné par une expression de la forme

$$p = p_0 e^{-\frac{z}{z_0}}.$$

z_0 étant la constante barométrique $18336^m \times 0.43429$. Il vient finalement

$$\sin h = M e^{-m(\lambda-\lambda) - \left(\frac{z-z_1}{z_0}\right)},$$

formule qui donne la loi approchée qui existe entre la longueur d'onde de la radiation du spectre solaire à la limite de visibilité pour une hauteur donnée, h , du soleil, et l'altitude, z_1 , du lieu d'observation.

Nous pouvons maintenant savoir ce qu'on gagne par l'accroissement

de l'altitude à hauteur égale de soleil, il suffit d'écrire que le second membre est constant, ce qui donne la condition

$$+m(\lambda-\lambda_0) + \frac{z-z_1}{z_0} = \text{const},$$

où
$$m\lambda + \frac{z}{z_0} + \text{const} = 0,$$

la longueur d'onde de la radiation limite et l'altitude sont liées par une fonction linéaire; de sorte que leurs variations finies ou infiniment petites sont proportionnelles le co-efficient de proportionnalité est $-mz_0$.

$$dz = -mz_0 d\lambda, \quad dz = -663 \cdot 3^m d\lambda,$$

en substituant $z_0 = 7963^m$ et $m = 0 \cdot 0833$.

Ainsi on recule la limite de visibilité des radiations d'une quantité correspondant à une unité (millionième de millimètre) dans la longueur d'onde lorsqu'on s'élève $663 \cdot 3$ en altitude.

Ce gain est, relativement à la longueur du spectre que donnent les étincelles d'induction ou l'arc électrique, extrêmement faible. Si l'on songe que l'on ne peut qu'en faire d'observations régulières au dessus de 4,000 mètres d'altitude, on voit que le gain calculé n'atteint que 6 unités ou environ la moitié de la différence qui se présente de l'hiver à l'été, le résultat obtenu serait donc encore bien loin de correspondre aux efforts à dépenser pour aller installer des appareils à une altitude aussi grande.

Il est vrai que l'on aurait quelque espoir d'aller un peu plus loin que la formule ne l'indique, car les co-efficients numériques sont empruntés à des expériences faites à de faibles altitudes (au dessous de 200^m), c'est-à-dire dans les parties basses de l'atmosphère dont le pouvoir de transmission spécifique est probablement plus faible que celui des hautes régions à cause des brumes et poussières qui sont toujours en suspension.

On pourrait aussi espérer que la formule empirique fondée sur l'observation d'une très petite étendue du spectre, et employée ici *par extrapolation*, ne donne des résultats erronés dans un sens défavorable en dehors des limites où elle a été établie; quoi qu'il soit impossible de rien affirmer avec certitude sous ce rapport, il n'est pas sans intérêt de signaler un fait qui paraît donner une grande probabilité sinon à la valeur exacte des coefficients du moins à l'allure de la loi empirique proposée.

En effet, poussons l'extrapolation à l'extrême et cherchons, puisque le pouvoir absorbant de l'atmosphère paraît grandir d'une manière aussi rapide avec la refrangibilité des radiations, quelle est la longueur d'onde de la radiation (ayant une intensité comparable à la radiation correspondante du soleil) qui donnerait la limite d'impression photo-

graphique après avoir traversé un mètre d'atmosphère à 0^m.760 de pression. C'est à peu près la *longueur réduite* d'un spectroscopé: c'est donc la limite possible d'étendue des spectres observables au spectroscopé, les radiations plus réfrangibles étant absorbées par l'atmosphère et les appareils.

Nous prendrons la formule (2) sous la forme—

$$\frac{l_1}{l} \sin h = M e^{-m(\lambda - \lambda_0)},$$

le rapport $\frac{l_1}{l}$, représente le rapport de épaisseurs réduites ou le rapport des pressions correspondant à ces épaisseurs: on peut adopter ici $\frac{l_1}{l} = \frac{1}{7600}$, puisque l'élévation de 1m correspond à peu près à un dixième de millimètre d'abaissement du baromètre: on posera $\sin h = 1$, la transmission étant normale et l'on aura à résoudre l'équation numérique

$$\frac{1}{7600} = 0.49 e^{-0.48330(\lambda - 300)},$$

ou

$$= 0.49 10^{-0.046175(\lambda - 300)},$$

on trouve $\lambda = 184.2$.

Comme on a pris un peu arbitrairement 1 metre on pourrait croire qu'en choisissant une autre valeur la limite changerait beaucoup; il n'en est rien la limite change extrêmement peu, car en diminuant l'épaisseur traversée l_1 de moitié on trouve $\lambda = 173$, la longueur réduite d'un spectroscopé est évidemment comprise entre ces limites.

Or lorsqu'on examine un spectroscopé construit tout en quartz ou tout en Spath fluor, par fluorescence, ou par photographie, les spectres des étincelles d'induction, en leur donnant toute l'énergie que donnent une forte pile et une bobine de grande dimension, on n'arrive guère à dépasser la réfrangibilité de la raie No. 32 de l'aluminium dont la longueur d'onde est 184 environ, ainsi que je l'ai mesurée directement à l'aide d'un réseau.

Je me suis assuré en outre qu'en plaçant l'étincelle à 4 mètres de l'appareil, dans des circonstances telles que l'éclat des raies moins réfrangibles No. 30 et No. 31 (notations de M. Soret) soit à peine diminué, la raie 32 disparaît. On ne peut donc guère attribuer ce fait qu'à l'absorption atmosphérique.

Donc la formule empirique déterminée plus haut, ne doit pas être très erronée lorsqu'on l'emploie par extrapolation dans le voisinage des limites où elle a été établie; par conséquent les chances d'extension de nos connaissances sur la partie ultraviolette du spectre solaire avec l'altitude au de là de ce qu'indique cette formule ne sont pas très considérables.